

Академия наук СССР
Сибирское отделение АН СССР
Институт теплофизики

VIII ВСЕСОЮЗНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ ВЕЩЕСТВ

(Новосибирск, 20-22 сентября 1988 года)

Тезисы докладов
ЧАСТЬ II

Новосибирск - 1988

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА И ТЕПЛА В МЕТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Р.Соболев, Т.А.Криворучко (ИФТТН АН БССР, Минск)

Влияние тепловых условий (выделение и отвод тепла), в которых находится металлический образец, существенно сказывается на характере электропереноса, приводя, в частности, к нелинейным эффектам. Как известно, в металлах низкотемпературные явления транспорта как заряда, так и тепла, определяются степенью неравновесности электронов проводимости, их законом дисперсии, что обуславливает взаимосвязь этих явлений, особенно в присутствии сильного магнитного поля (H), когда кинетические коэффициенты становятся тензорными величинами, сильно зависящими от H .

В настоящем сообщении представлены результаты рассмотрения влияния условий отвода диссипируемой джоулевой мощности из объема образца во внешнем магнитном поле на распределение электрического поля в образце. Квадратный в сечении металлический образец, вдоль которого течет электрический ток плотностью j_x , находится в среде жидкого гелия. Грани, нормальные вектору H внешнего магнитного поля $H=H_z$, теплоизолированы, а другая пара граней ($y=\pm d/2$, где d - размер образца в направлении Y), на которых располагаются потенциальные контакты, открыта и находится при $T=4.2$ К. В стационарном случае, когда вся выделявшаяся в образце джоулева мощность отводится в термодинамически более мощную среду, распределение температуры в образце и электрического поля на его поверхности (E) определялось из:

$$\begin{aligned} E_i &= \rho_{ik} j_k + \alpha_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}; \quad (i, k \equiv x, y, z) \\ q_i &= \Pi_{ik} j_k - \kappa_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}; \quad jE - \operatorname{div} q = 0 \end{aligned} \quad (I)$$

где ρ_{ik} , α_{ik} , κ_{ik} - компоненты тензоров электросопротивления, термоэдс, теплопроводности, Π_{ik} - тензор Пельтье, $\frac{\partial T}{\partial x}$ - градиент T .

К этим уравнениям необходимо добавить дополнительные условия задачи: $j_y = j_z = 0$ и $q_z = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$. Исключая из выражения для

теплового потока q_y градиент $\frac{\partial T}{\partial x}$ и предполагая, что вдоль образца отсутствует какая-либо зависимость кинетических коэффициентов от T , получаем для определения $\frac{\partial T}{\partial y}$:

$$(P_{yx} - P_{zx} \frac{\alpha_{yz}}{\alpha_{zz}})'_T j_x \frac{\partial T}{\partial y} - (\alpha_{yy} - \alpha_{yz} \frac{\alpha_{zy}}{\alpha_{zz}})'_T (\frac{\partial T}{\partial y})^2 - (\alpha_{yy} - \alpha_{yz} \frac{\alpha_{zy}}{\alpha_{zz}}) \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \rho_{xy} j_x^2 + \alpha_{xy} j_x \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2)$$

где штрихами обозначено дифференцирование по T .

Используя приближение времени релаксации τ , характерное для упругого рассеяния носителей, когда α_{ik} и α_{ik} пропорциональны T , а $P_{ik} \sim T^2$, уравнение (2) легко свести к уравнению с постоянными коэффициентами, решение которого имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\rho_{xx} j_x^2 T^{-1}}{[(\alpha_{xy})'_T - (P_{yx} - P_{zx} \frac{\alpha_{yz}}{\alpha_{zz}})''_T] j_x} \left\{ \exp \left[- \frac{(\alpha_{xy})'_T - (P_{yx} - P_{zx} \frac{\alpha_{yz}}{\alpha_{zz}})''_T}{(\alpha_{yy} - \frac{\alpha_{yz} \alpha_{zy}}{\alpha_{zz}})'_T} j_x y \right] - 1 \right\}$$

Оценим величины кинетических коэффициентов в приближении свободных электронов в отсутствие магнитного поля и в сильном магнитном поле. При $H=0$ $\alpha \approx 10^{-8} T$ В/К; $P \approx \alpha T$; $\alpha \approx 10$ Вт/см² К; в сильном магнитном поле коэффициенты выражаются через циклотронную частоту ω и τ . Так, для металла с замкнутой поверхностью Ферми $P_{yx} = \frac{P}{\omega \tau}$; $P_{zx} = P$; $\alpha_{xy} = \alpha (\omega \tau)^{-1}$; $\alpha_{yy} = \alpha (\omega \tau)^{-2}$; $\alpha_{yz} = \alpha (\omega \tau)^{-1}$.

В рамках этого приближения показатель экспоненты составляет $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, что позволяет на характерной длине 0.1 см разложить экспоненту в ряд и ограничиться первым не исчезающим членом. Подставляя полученное выражение для $\partial T / \partial y$ в первое уравнение системы (1) и исходя из значений кинетических коэффициентов (в магнитном поле $H=100$ кЭ $\omega \tau \approx 3.6 \cdot 10^2$), размеров образца ($d \approx 0.5$ мм), плотности тока ($j_x \approx 4 \cdot 10^4$ А/см²) легко видеть, что термоэлектрический вклад в электрическое поле в нагреваемом током в жидком гелии образце может достигать 1-10 % от омического и трансформировать вольтамперную характеристику, приводя к новому типу нелинейности.